

TARTU ÜLIKOOL
LOODUS- JA TEHNOLOOGIATEADUSKOND
Füüsika Instituut

Rauno Padari

VALGUSE LEVIK ÜHEMOODILISTES OPTILISTES NANOFIIBRITES

Bakalaureusetöö (12 EAP)

Juhendajad: vanemteadur Viktor Palm

doktorant Mihkel Rähn

Kaitsmisele lubatud

Juhendaja

allkiri, kuupäev

Tartu 2014

Sisukord

1 Sissejuhatus.....	3
2 Kirjanduse ülevaade.....	4
2.1 Optilised fiibrid.....	4
2.1.1 Fiibrite parameetrid.....	4
2.1.2 Ühe- ja mitmemoodilised fiibrid.....	4
2.1.3 Dispersioon optilistes fiibrites.....	8
2.2 Optiline lähiväljamikroskoopia.....	9
2.2.1 SNOM mõõtepead.....	10
2.3 Mittelineaarsed efektid.....	10
2.3.1 Teist järku harmooniline.....	11
2.3.2 Murdumisnäitaja sõltuvus valguse intensiivsusest.....	12
2.3.3 Valguspulsi faasi isemoduleerumine.....	14
3 Eksperimendi kirjeldus.....	18
4 Tulemused ja arutelu.....	20
5 Kokkuvõte.....	24
Tänuavaldused.....	25
Viited.....	26
Light propagation in optical nanofibers.....	28

1 Sissejuhatus

Klassikalise ettekujutuse järgi võib valgust fokuseerida maksimaalselt lainepikkuse suurusjärgus ruumipunkti. Siiski võib valgus levida ka väiksemates avades. See on oluline mitmetes nano-optika rakendustes, näiteks optilised loogikalülitused. Käesoleva töö eesmärk on uurida kooniliselt kitseneva metalliga kaetud otsaga ja lainepikkusest väiksema väljundavaga optilise fiibri mõju läbinud valguse spektraalsele jaotusele. Sellist eesmärgipüstistust ajendas tööhüpotees, mille kohaselt võiks metalliseeritud nanofiibri otsikus tekkida mittelineaarne interaktsioon footonite ja pinnaplasmonite vahel, mille tulemuseks oleks valguse spektraaljaotuse laienemine.

Töö teises peatükis antakse ülevaade optilistest fiibritest: kirjeldatakse olulisemaid fiibrите parameetreid ning valguse levikut fiibrites. Mõiste fiiber all mõeldakse antud töös ümara ristlõikega optilises diapasoonis läbipaistvaid silindrilisi lainejuhte. Lisaks antakse lühike tutvustus optilisest lähiväljamikroskoopiast, eelkõige kasutuses olevatest mõõtepeadest, kuna käesolevas töös kasutatavad fiibrid on toodetud just lähiväljamikroskoopia tarbeks. Samuti käsitletakse mõnda paljudest mittelineaarsetest efektidest, mis teatud tingimustel leiavad aset optilistes kvartsiibrites.

Töö kolmandas ja neljandas peatükis kirjeldatakse eksperimendi läbiviimist ning esitatakse tulemuste analüüs. Eksperimendi eesmärgiks oli mõõta valguspulsi spektraalne jaotus erinevate võimsuste ning fiibri väljundava läbimõõtude korral. Pärast mõningasi otsinguid ning katsetusi erinevate valgusallikate ning spektromeetritega jõuti järeldusele, et eksperimendi läbiviimiseks on kõige mõistlikum kasutada impulsslaserit. Kirjeldatakse spektraalse laienemise sõltuvust pulsi võimsusest ning pakutakse välja võimalusi eksperimendi edasiseks arendamiseks ja kordusmõõtmiste sooritamiseks eesmärgiga saada paremini aimu toimuvatest efektidest.

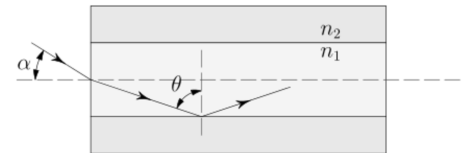
2 Kirjanduse ülevaade

2.1 Optilised fiibrid

Optilised fiibrid on ümara ristlõikega dielektrilised lainejuhid valguse ja informatsiooni edastamiseks. Lihtsaim, astmelise murdumisnäitajaga fiiber (inglise keeles *step-index fiber*) koosneb südamikust ning veidi väiksema murdumisnäitajaga kattekihist. Kattekihi ja südamiku murdumisnäitajate erinevus on tavaliselt umbes 1% [1]. Tänu täielikule sisepeegeldumisele südamiku ja kattekihi piirpinnal ning väikesele neeldumisele levib valgus peaaegu täielikult fiibri ühest otsast teise. Kasutatakse ka fiibreid, kus murdumisnäitaja muutub sujuvalt (inglise keeles *graded-index fibers*). Taolistes fiibrites puudub selge piir kattekihi ja südamiku vahel.

2.1.1 Fiibrite parameetrid

Fiibri apertuur- ehk avaarv (inglise keeles *numerical aperture*) on määratud suurima langemisnurgaga, mille korral sisenev valgus peegeldub täielikult südamiku ja kattekihi piirpinnalt. Apertuurarv NA avaldub $NA = \sin(\alpha) = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$, kus α on langemisnurk, n_1 ja n_2 on vastavalt südamiku ja kattekihi murdumisnäitajad [1] (vt joonis 1). Nurka 2α nimetatakse täielikuks vastuvõtunurgaks.



Joonis 1. Fiibri südamiku ja kattekihi piirpinnal toimub täielik sisepeegeldus, kui valguse sisenemisel fiibrisse on langemisnurk väiksem kui α . θ on täieliku sisepeegelduse kriitiline nurk ning n_1 ja n_2 vastavalt südamiku ja kattekihi murdumisnäitajad.

Paljusid fiibri parameetreid saab avaldada normeeritud sagedusparameetri ehk V -arvu kaudu. Näiteks moodide arv astmelise murdumisnäitajaga

mitmemoodilises fiibris avaldub $\frac{V^2}{2}$ [1], kus V tähistab V -arvu. V -arvu saab defineerida apertuurarvu

ja lainepikkuse järgi $V = 2\pi \frac{NA \cdot a}{\lambda}$, kus a on fiibri südamiku raadius [1].

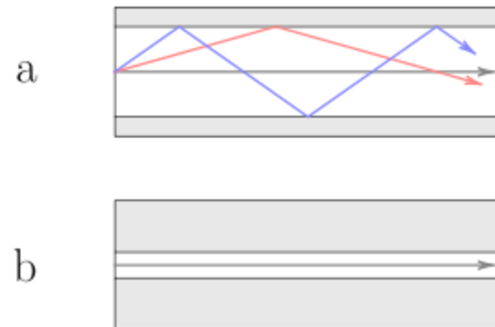
2.1.2 Ühe- ja mitmemoodilised fiibrid

Fiibri geomeetria ja struktuur määravad kindla hulga elektromagnetlaine moode, mis saavad fiibris levida. Geomeetriline optika kirjeldab moode kui erineva nurga all fiibrisse sisenenud kiiri (vt joonis 4). Kui kiire sisenemisel fiibrisse on langemisnurk suurem kui α (vt ptk 2.1.1), siis täielikku sisepeegeldumist südamikus ei toimi ning kiir murdub kattekihti [1]. Taolised moodid hajuvad kiiresti.

Kui langemisnurk on väiksem kui α , siis toimub südamik ja kattekihi piirpinnal täielik sisepeegeldus ning valgus võib levida fiibris väga kaugele [1].

Kui südamik on piisavalt lai, siis võib fiibris korraga levida mitmeid elektromagnetlaine moods. Selliseid fiibreid nimetatakse mitmemoodilisteks fiibriteks. Kuna moodidel on erinevad rühmakiirused, siis valgusimpulss laieneb fiibris levides [1]. See seab piirangu andmeedastuskiirusele ja -kaugusele.

Kui fiibris saab levida ainult üks mood, siis nimetatakse fiibrit ühemoodiliseks. Moodide arv fiibris sõltub südamiku raadiusest, kasutatavast lainepikkusest ja fiibri apertuurarvust [1].



Joonis 2. Valguse levik (a) mitme- ja (b) ühemoodilistes fiibrites geomeetrilise optika järgi. Erinevat värvi kiired tähistavad erinevaid moods.

Laineoptikas analüüsitakse valguse levikumoods lähtudes Maxwelli võrranditest, mis isotroopse, lineaarse, mittemagneetilise ja vabade laengukandjateta keskkonna korral võtavad kuju

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon_0 n^2 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

kus \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{B} ja \mathbf{H} tähistavad vastavalt elektrivälja tugevust, elektrilist induksiooni, magnetilist induksiooni ja magnetvälja tugevust, ϵ_0 ja μ_0 on elektriline ja magnetiline konstant ning n on keskkonna murdumisnäitaja.

On võimalik näidata, et planaarse lainejuhi korral, kus keskkonna murdumisnäitaja sõltub vaid ühest ristkoordinaadist, taanduvad Maxwelli võrrandid kaheks sõltumatuks võrrandite komplektiks

$$i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z, \quad (6)$$

$$-i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\epsilon_0 n^2(x) E_y, \quad (7)$$

ja

$$i\beta H_y = i\omega\epsilon_0 n^2(x) E_x, \quad (8)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon_0 n^2(x) E_z, \quad (9)$$

$$-i\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_y \quad [2]. \quad (10)$$

Siin on valitud koordinaat-teljed nii, et valgus levib z-telje suunas ning aine murdumisnäitaja muutub x-telje sihis. β ja ω tähistavad vastavalt faasikonstanti ning ringsagedust. Esimeses võrrandite komplektis esinevad muutujatena ainult E_y , H_x ja H_z ning teises ainult E_x , E_z ja H_y . Esimene komplekt vastab nn TE-moodidele (inglise keeles *transverse electric*), mille nimetus tuleb sellest, et elektriväljal on ainult ristkomponent (inglise keeles *transverse*). Teine komplekt vastab nn TM-moodidele (inglise keeles *transverse magnetic*), kuna magnetväljal on ainult ristkomponent. Neist võrranditest saab tuletada tingimused moodi levikuks planaarses lainejuhis.

Analoogiliselt planaarse lainejuhiga võib tuletada tingimused moodi levikuks silindrilises lainejuhis (fiibris). Astmelise murdumisnäitajaga fiibri korral, kus südamik ja kattekihi murdumisnäitajad on lähedaste väärtustega $n_1 \approx n_2$, rahuldavad elektrivälja ristkomponendid E_x ja E_y lainevõrrandit kujus

$$\nabla^2 \psi = \epsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad [2]. \quad (11)$$

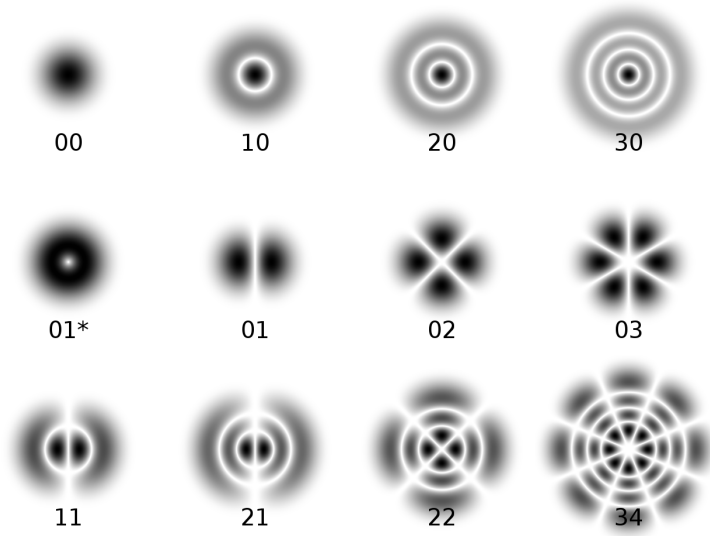
Lähenduses $n_1 \approx n_2$ võib eeldada, et väljal on ainult ristkomponent ning eksisteerib kaks sõltumatut moodide komplekti, mis on vastavalt x- ja y-suunas lineaarselt polariseeritud [2]. Seetõttu nimetatakse neid LP-moodideks.

Kuna fiibrid on radiaalsümmeetrilised, siis on loomulik kasutada silindrilisi koordinaate ning võrrand 11 lahendub muutujate eraldamise meetodil. Osutub, et leidub diskreetne hulk nn levikumoodide (inglise

keeles *guided modes*), mille korral väljatugevuse väärtus hääbub kattekihis. Intensiivsuse jaotus levikumoodide korral on kujutatud joonisel 3. Levikumoodide jaoks kehtib

$$n_2^2 k_0^2 < \beta < n_1^2 k_0^2 \quad (12)$$

kus β on faasikonstant, kusjuures β omab vahemikus 12 diskreetseid väärtusi. Kui $\beta < n_2^2 k_0^2$, siis väljatugevus kattekihis ei hääbu ning valgus kiirgub fiibrist välja. Neid nn kiirgusmoodide (inglise keeles *radiation modes*) leidub lõpmatu hulk (β on pidev) [2].



Joonis 3. Intensiivsuse jaotus LP-moodides. Joonis pärineb allikast [3].

Moodide analüüsimiseks on kasulik defineerida normeeritud sagedusparameeter (vt ka ptk 2.1.1)

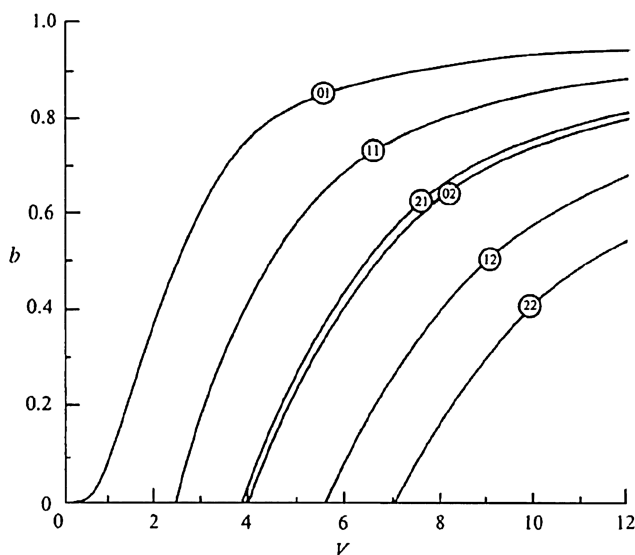
$$V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

kus k_0 on lainearv vaakumis, a on fiibri südamiku läbimõõt ning n_1 ja n_2 on vastavalt südamiku ja kattekihi murdumisnäitajad, ning normeeritud faasikonstant

$$b = \frac{W^2}{V^2} = \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}, \quad (14)$$

kus $W = a(\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{\frac{1}{2}}$ [2]. Kui β rahuldab võrratust 12, siis kehtib b jaoks $0 < b < 1$, $b = 0$ on piirjuht, kus mood enam fiibris levida ei saa ning negatiivsete b väärtustele vastavad kiirgusmoodid [2].

b (ja β) väärtused sõltuvad V -st, mida suurem on V , seda rohkem erinevaid väärtusi võib b omada vahemikus 0 kuni 1. Kuna iga $0 < b < 1$ vastab ühele levikumoodile, siis ka fiibri ühe- või mitmemoodilisus sõltub V väärtusest. Valemist 13 on näha, et V ja seega ka moodide arv kasvab suurendades fiibri raadiust või valguse sagedust. b sõltuvus parameetrist V mõnede LP-moodide korral on kujutatud joonisel 4, kust võib välja lugeda ka parameetrile V vastava moodide arvu. Saab näidata, et kui normeeritud sagedusparameeter V on väiksem kui 2,405, siis on fiiber ühemoodiline [4].



Joonis 4. Normeeritud faasikonstandi b sõltuvus normeeritud sagedusparameetrist V mõnede LP-moodide korral astmelise murdumisnäitajaga fiibris. Suurema V korral leidub rohkem levikumooide. Joonis pärineb artiklist [5].

2.1.3 Dispersioon optilistes fiibrites

Optikas nimetatakse dispersiooniks nähtust, kus valguse faasi- või rühmakiirus sõltub valguse sagedusest või levikumoodist. Olenevalt, mis parameetrist valguse kiirus sõltub, eristatakse erinevat tüüpi dispersioone, näiteks kromaatiline dispersioon, mooddispersioon.

Kromaatiliseks dispersiooniks nimetatakse valguse faasi- ja rühmakiiruse sõltuvust kiirguse sagedusest. Sel juhul sõltub ka aine murdumisnäitaja n sagedusest ω . Fundamentaalsel tasemel on see seotud resonantssagedustega, kus aine neelab elektromagnetkiirgust. Resonantssagedustest kaugel võib

murdumisnäitaja sõltuvust sagedusest lähendada Sellmeieri funktsiooniga $n^2(\omega) = 1 + \sum_j \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}$, kus

ω_j on resonantssagedus ja B_j on resonantsi tugevus [6]. Kromaatilise dispersiooni tõttu laienevad fiibris levides valgusimpulsid ajaliselt ning ruumiliselt. See võib saada määravaks

andmeedastuskiirusele, isegi kui mittelineaarsed efektid ei ole olulised. Mittelineaarsus ja kromaatileine dispersioon võivad koostoimel tekitada kvalitatiivselt erineva tulemuse [6].

Mooddispersiooni all mõistame nähtust, kus valguse rühmakiirus mitmemoodilises fiibris (ka teistsugustes lainejuhtides) ei sõltu ainult sagedusest vaid ka levikumoodist. Mooddispersiooni tugevust saab kirjeldada füüsikalise suurusega *differential mode delay* (DMD). See sõltub tugevalt fiibri murdumisnäitaja väärtusest südamikus ning selle ümber. Mitmemoodilistel fiibritel põhinevates optilise side süsteemides piirab see nähtus andmeedastuskiirust. Näiteks astmelise murdumisnäitajaga fiibrites võib kõrgemate moodide madalama rühmakiiruse tõttu esineda *differential group delay* suurusjärgus

$10 \frac{\text{ns}}{\text{km}}$ [7]. Sel juhul kilomeetrise kaabli andmeedastuskiiruse ülempiir väiksem kui $1 \frac{\text{Gbit}}{\text{s}}$. Moodide

dispersioonist saab vabaneda, kasutades ühemoodilisi fiibreid. Samuti võib seda minimeerida, kasutades mitmemoodilisi fiibreid, kus murdumisnäitaja muutub sujuvalt ruutfunktsiooni järgi [7].

2.2 Optiline lähiväljamikroskoopia

Optiline lähiväljamikroskoopia (inglise keeles *scanning near-field optical microscopy*, SNOM) ühendab endas skaneeriva teravikmikroskoopia ning klassikalise optilise mikroskoopia võimalused. Elektronmikroskoobid (nagu ka tunnel- ja aatomjõumikroskoobid) on võimelised saavutama ruumilist lahutust alla 10 nanomeetri, kuid on suhteliselt nõrgad uurimaks keemilist koostist, molekuli struktuuri ning dünaamilisi omadusi [8]. Samuti töötavad elektronmikroskoobid enamasti vaakumis, mis piirab kasutamist elusorganismide uurimisel. SNOM võimaldab klassikalise optilise mikroskoopia hea spektraalse ning ajalise lahutuse alla 100 nanomeetilise ruumilise lahutusega.

19. sajandi lõpul esitas Ernst Abbe kriteeriumi, et eristada kaht objekti optilises mikroskoobis:

$d > \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$, kus d on kaugus eristatavate objektide vahel, λ on kasutatav lainepikkus ja 2θ on nurk,

kust valgust kogutakse [9]. Selle valemi järgi on optilises mikroskoopias parim võimalik lahutus umbes 200 nm. Kui kasutada sumblaineid (inglise keeles *evanescent waves*), ei ole difraktsioonilimiit enam nii oluline ning võib saavutada lahutuse, mis on oluliselt väiksem kui 200 nm. Eksperimentaalselt on näidatud 20-nanomeetrilise külgsuunalise ja kahe- kuni viienanomeetrilise vertikaalse lahutuse võimalikkust [10]. Tugevad sumblained tekivad enamasti kahe materjali piirpinnal. Nende amplituudi kiire eksponentsiaalse kahanemise tõttu omavad nad olulist mõju ainult pinna lähedal. Seepärast kasutatakse ka mõistet lähiväli [11].

2.2.1 SNOM mõõtepead

Lähiväljamikroskoobi keskne osa on mõõtepea, mis enamasti toimib punktvalgusallikana. Tavaliselt kasutatakse ülipeene koonuselise otsaga optilisi fiibreid. Mõõtepea järgi jagatakse lähiväljamikroskoopia kahte peamisesse tüüpi: avaga (inglise keeles *aperture*) ning avata ehk hajutav (*apertureless, scattering*) SNOM. Avaga ning avata mõõtepead on teatud mõttes teineteist täiendavad, tekitades lähiväljasid, mis on sarnased vastavalt magnetilisele või elektrilisele dipoolile [11].

Avaga lähiväljamikroskoopia on kõige laialdasemalt kasutatav ning arendatav lähiväljaoptika tehnoloogia [8]. On mitmed erinevad võimalused taolise mõõtepea konstrueerimiseks. Kasutatud on näiteks metalliga kaetud mikropipette [12] ja õõnest aatomjõumikroskoobi mõõtepead, mille tippu on tehtud pisike ava [13]. Tavalisemad on koonuseliselt kitseneva metalliga kaetud otsaga optilised fiibrid [8]. Seda tüüpi SNOM-otsikuid on kasutatud ka käesoleva töö eksperimendis.

Avata lähiväljamikroskoobi mõõtepeaks võib samuti olla koonuseliselt kitseneva otsaga fiiber, kuid metalliga katmise asemel on fiibri tippu lisatud üksik metalliosake [14].

2.3 Mittelineaarsed efektid

Aine ja elektrivälja vastasmõju kirjeldab seos elektrilise polarisatsiooni (dipoolmoment ühikruumala kohta) ning väljatugevuse vahel. Kui välja tugevus on väike ning mittelineaarsed efektid ei ole olulised, siis kehtib lineaarne seos

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E, \quad (15)$$

kus $\chi^{(1)}$ on dielektriline vastuvõtlikkus [15].

Suure väljatugevuse korral ilmnevad aine ja elektrivälja vastasmõjus mittelineaarsed efektid ning polarisatsiooni arvutamisel tuleb arvestada ka kõrgemat järku liikmeid. Fundamentaalsel tasandil on see seotud elektronide mitteharmoonilise liikumisega [6]. Tulemusena võib tekkida uute sagedustega kiirgus. Sel juhul avaldub polarisatsioon elektriväljatugevuse kaudu kujul

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) \quad [15]. \quad (16)$$

Liikmed valemis 16 annavad erineva panuse mittelineaarsuse ilmnemiseks. Liikmega $\chi^{(2)} E^2$ seotud efektid, nn teist järku mittelineaarsed protsessid on näiteks teist järku harmoonilise tekkimine (inglise keeles *second harmonic generation, SHG*), summa- ja vahesageduste genereerimine (inglise keeles

vastavalt *sum frequency generation*, SFG ja *difference frequency generation*, DFG) ja optiline parameetiline võimendamine (inglise keeles *optical parametric amplification*, OPA). Liikmega $\chi^{(3)} E^3$ seotud, kolmandat järku protsessid on näiteks kolmandat järku harmoonilise genereerimine (inglise keeles *third harmonic generation*, THG) ja valguspulsi faasi isemoduleerumine (inglise keeles *self-phase modulation*, SPM). $\chi^{(4)} E^4$, $\chi^{(5)} E^5$ ja kõrgemat järku liikmetega seotud efekte nimetatakse kõrgemat järku mittelineaarseteks protsessideks.

2.3.1 Teist järku harmooniline

Kõige lihtsamini saavutatav mittelineaarne optiline efekt on teist järku harmoonilise tekkimine, kus osa välja energiast sagedusega ω kandub üle sagedusele 2ω [11]. Kui asendada avaldisse 16 elektriväljatugevus $E = A \cos(\omega t)$ ja võtta arvesse summa kaks esimest liiget, siis saame polarisatsiooni kujul

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} A \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \chi^{(2)} A^2 (1 + \cos(2\omega t))) . \quad (17)$$

Valemist 17 järeldub, et mittelineaarsuse tõttu hakkab aine kiirgama kahekordse sagedusega kiirgust, kui $\chi^{(2)} \neq 0$.

Esimene eksperiment avastamaks teist harmoonilist optilises diapsoonis teostati 1961. aastal P. A. Frankeni ja teiste poolt. Fokuseerides rubiinlaseri kiire kristallilise kvartsi plaadile, suutsid nad tekitada ülinõrga teist järgu harmoonilise signaali [16].

Et saada praktilisteks rakendusteks piisava tugevusega teist harmoonilist, peavad kõigist ruumipunktidest kiirguvad kahekordse sagedusega lained olema samas faasis. Seda nimetatakse faasisünkronismi tingimuseks. Kui arvestame ka elektriväljatugevuse ruumilist sõltuvust, siis z -telje sihis leviva tasalaine jaoks

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t - k_1 z) , \quad (18)$$

kus $k_1 = \frac{n_1 \omega}{c}$ on algse laine lainearv ning n_1 on murdumisnäitaja sageduse ω jaoks. Teist harmoonilist kirjeldav liige polarisatsiooni avaldises on siis

$$P_2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} A_1^2 \cos(2\omega t - 2k_1 z). \quad (19)$$

Võrdleme avaldist 19 vabalt leviva 2ω sagedusega laine elektriväljatugevuse avaldisega

$$E_2 = A_2 \cos(2\omega t - k_2 z), \quad (20)$$

kus $k_2 = \frac{n_2 2\omega}{c}$ ning n_2 on murdumisnäitaja sageduse 2ω jaoks. Teise harmoonilise genereerimiseks vajalik faasisünkronismi tingimus on täidetud, kui P_2 ja E_2 faasid on võrdsed. On selge, et see on täidetud suvalise ruumipunkti jaoks suvalisel ajal vaid siis, kui $k_2 = 2k_1$ ehk $n_1 = n_2$. Kromaatilise dispersiooni tõttu see võrdus tavaliselt ei kehti.

Lainearvude erinevusest tingitud faaside erinevust võib hinnata arvutades nn koherentsipikkuse. See on vahemaa, mille jooksul kahe laine faasivahe muutub π radiaani. Saab näidata, et koherentsipikkus avaldub järgnevalt:

$$L_{koh} = \frac{\pi}{|\Delta k|} = \frac{\lambda}{4|n_2 - n_1|}, \quad (21)$$

kus $\Delta k = k_1 - 2k_2$ nimetatakse sobimatusparameetriks (inglise keeles *mismatch parameter*) [15].

Tüüpiliste optikas kasutatavate materjalide jaoks on L_{koh} mõnikümmend mikromeetrit [15]. Pärast seda vahemaad muutub SHG protsess vastupidiseks ning energia kandub teiselt harmooniliselt tagasi esialgse sagedusega lainele.

Olukorda, kus $n_1 = n_2$, saab tekitada kasutades kaksikmurdvat kristalli. Kaksikmurdval kristallil on ühe sagedusega valguse jaoks kaks erinevat murdumisnäitajat. Kristalli on võimalik asetada nii, et murdumisnäitaja tavalise kiire jaoks sagedusel ω on võrdne murdumisnäitajaga ebatavalise kiire jaoks sagedusel 2ω [17].

2.3.2 Murdumisnäitaja sõltuvus valguse intensiivsusest

Ruutliige valemis 16 viitab, et elektrivälja mõju ainele sõltub suunast. Seda illustreerib joonis 5. Võrreldes lineaarse sõltuvusega on polarisatsioon ruutsõltuvuse korral veidi väiksem või suurem olenevalt elektrivälja suunast. Seega saavad liikmest $\chi^{(2)} E^2$ tulenevad mittelineaarsed efektid väljenduda vaid ainetes, mis ei ole tsentraalsümmeetrilised. Fiibrite valmistamiseks kasutatavates materjalides (näiteks kvartsklaasis) on teist järku mittelineaarsust kirjeldav tegur $\chi^{(2)}$ seepärast võrdne

nulliga. Kvadrupoolmoment ja magnetiline dipoolmoment võivad siiski tekitada nõrkasid teist järku mittelineaarseid efekte. Samuti võivad defektid fiibri südamikus soodustada teise harmoonilise tekkimist [6]. Üldjuhul on siiski kõik fiibrites avalduvad mittelineaarsed efektid kolmandat järku.

Vaatame elektrilise polarisatsiooni avaldist kujus

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(3)} E^3). \quad (22)$$

Asendades elektriväljatugevuse $E(\omega) = A \cos(\omega t - kz)$ ning kasutades trigonomeetrilist seost

$$\cos^3(x) = \frac{3}{4} \cos(x) + \frac{1}{4} \cos(3x) \text{ saab avaldis 22 kuju}$$

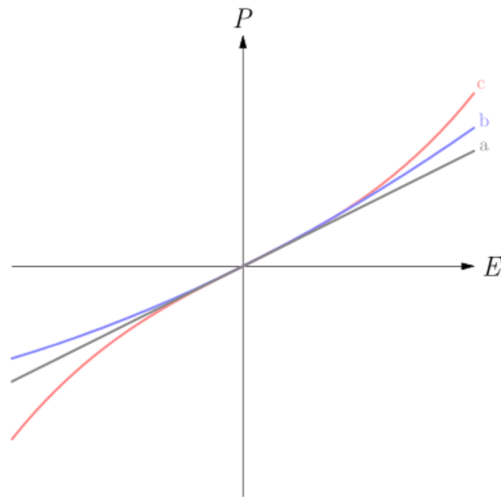
$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E(\omega) + \frac{3}{4} \chi^{(3)} A^2 E(\omega) + \frac{1}{4} \chi^{(3)} A^2 E(3\omega)). \quad (23)$$

Sageduse 3ω leidumine valemis 23 viitab kolmanda harmoonilise tekkimisele. Energia ülekandumine sagedusele 3ω on tavaliselt väike, kuna üldjuhul ei ole täidetud faasisünkronismi tingimus. Kolmas harmooniline luuakse tavaliselt hoopis SHG abil, millele järgneb SFG esialgse sageduse ja teise harmoonilise jaoks [18]. Seega on fiibrites olulisemad efektid, mis tulenevad mittelineaarsest murdumisnäitajast, näiteks SPM.

Uurides avaldise 23 liikmeid, milles sisaldub $E(\omega)$, saab tuletada murdumisnäitaja sõltuvuse valguse intensiivsusest. Seda seost nimetatakse optiliseks Kerri efektiks (inglise keeles ka *AC Kerr effect*).

Arvestades, et valguse intensiivsus $I = \frac{1}{2} n_0 c \epsilon_0 |E|^2$ ja jättes ära avaldisest 23 liikme sagedusega 3ω , saame

$$P = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{n_0 c \epsilon_0} I \right) E. \quad (24)$$



Joonis 5. Dielektrilise polarisatsiooni P lineaarne (a), ruut- (b) ning kuupsõltuvus (c) elektriväljatugevusest E .

Võttes, et efektiivne dielektriline vastuvõtlikkus $\chi = \chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{n_0 c \epsilon_0} I$ ning arvestades χ ning murdumisnäitaja n vahelist seost $n = \sqrt{1 + \chi}$, saab leida murdumisnäitaja sõltuvuse valguse intensiivsusest

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (25)$$

ja

$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{c \epsilon_0 n_0^2}, \quad (26)$$

kus n_0 ja n_2 on vastavalt lineaarne ning mittelineaarne murdumisnäitaja [19]. Keskkonna n_2 väärtust saab mõõta näiteks *z-scan* meetodiga [20].

Lisaks Kerri efektile, võib mittelineaarse murdumisnäitaja n_2 väärtust tugevalt mõjutada elektrostriktsioon [21]. Valguse elektriväli põhjustab tiheduse muutusi (akustilisi laineid), mis mõjutavad murdumisnäitajat fotoelastse efekti kaudu. See nähtus tekib palju pikema aja jooksul ning on seepärast oluline ainult suhteliselt aeglase valguse intensiivsuse muutuste korral, aga mitte ultralühikeste pulsside jaoks [22].

2.3.3 Valguspulsi faasi isemoduleerumine

Kuna valguspulsi intensiivsus muutub ajas, siis peab vastavalt valemile 25 ajas muutuma ka murdumisnäitaja. Ajas muutuv murdumisnäitaja põhjustab omakorda faasi muutuse. Kuna faasi muutuse põhjustab valguspulss ise, siis nimetatakse nähtust valguspulsi faasi isemoduleerumiseks (SPM).

Muutus murdumisnäitajas põhjustab faasinihke

$$\varphi(t) = \omega_0 t - k z = \omega_0 t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n(I) z, \quad (27)$$

kus ω_0 ja λ_0 on põhisagedus ning lainepikkus vaakumis. Kuna $\omega = \frac{d\varphi(t)}{dt}$, siis muutub ka sagedus

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega = \omega_0 - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \frac{dI}{dt} z, \quad (28)$$

kus $\delta\omega$ tähistab sageduse muutust põhisagedusest.

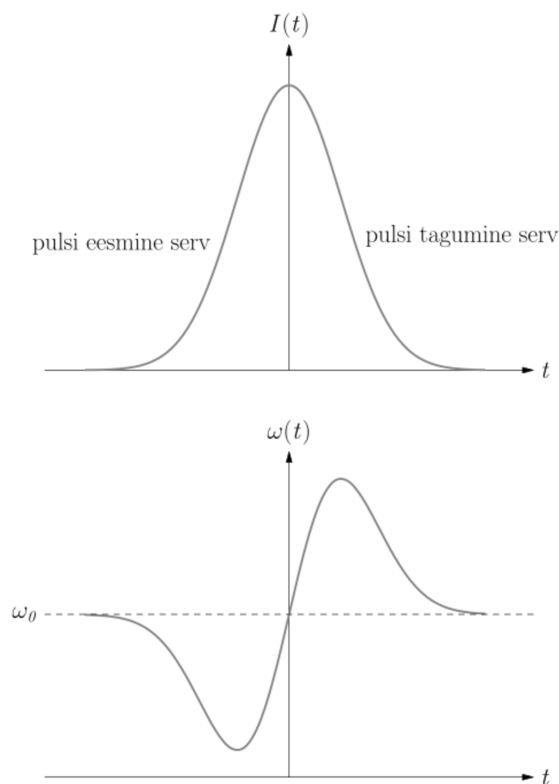
Gaussi kujuga valguspulsi

$$I(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{t_0^2}\right) \quad (29)$$

korral saab sageduse valem 28 kuju

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{4\pi}{\lambda_0} n_2 \frac{t}{t_0^2} \exp\left(-\frac{t^2}{t_0^2}\right) z. \quad (30)$$

Gaussi valguspulss 29 ja sagedusmodulatsioon 30 on esitatud võrdlusena joonisel 6.



Joonis 6. Ülemine graafik kujutab Gaussi valguspulssi, mis levib mittelineaarses keskkonnas. Alumisel graafikul on näidatud faasi isemoduleerumise tõttu tekkiv sagedusmodulatsioon (inglise keeles chirp). Pulsi eesmisel serval muutub sagedus väiksemaks ning tagumisel serval suuremaks. Sealjuures sageduse muutumine ei too kaasa pulsi ajalise jaotuse muutust [19].

Valguspulsi faasi isemoduleerumine võib põhjustada spektraalse laienemise või kitsenemise olenevalt pulsi algsest sagedusmodulatsioonist (inglise keeles *chirp*). Kui pulss on algselt sagedusmodulatsioonita, siis tekib SPM tõttu alati spektri laienemine [6]. Laienemise suurust võib hinnata sageduse suurima muutuse $\delta\omega_{max}$ järgi. Gaussi valguspulsi 29 korral avaldub see

$$\delta \omega_{max} = \sqrt{2} \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \frac{1}{t_0} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) z. \quad (31)$$

Suuruse $\delta \omega_{max}$ saab siduda pulsi algse spektraallaiusega kasutades seost $\Delta \omega_0 = t_0^{-1}$, kus $\Delta \omega_0$ on pulsi algne spektraallaius kõrgusel $\frac{1}{e}$ maksimumist [6].

Valguspulssi pärast vahemaa z läbimist fiibris saab kirjeldada valemiga

$$U(z, t) = U(0, t) \exp[i \varphi_{NL}(z, t)] \quad [6], \quad (32)$$

kus U on normeeritud väljatugevus ning φ_{NL} on mittelineaarne osa faasist φ (vt avaldised 27 ja 25)

$$\varphi_{NL}(z, t) = |U(0, t)|^2 \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 z. \quad (33)$$

Pulsi spektri tegeliku kuju saab leida $U(z, t)$ Fourier' pöördest

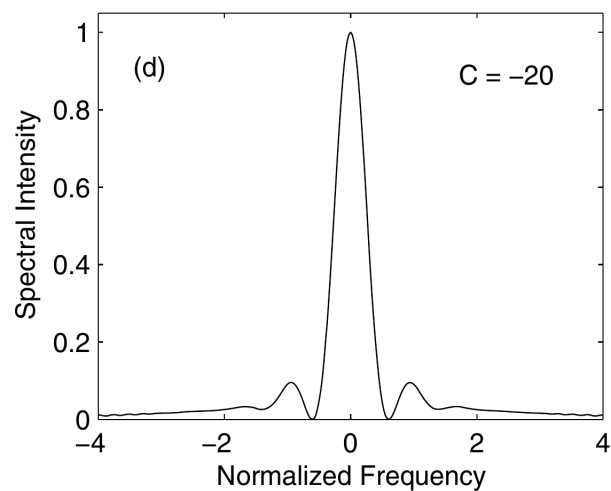
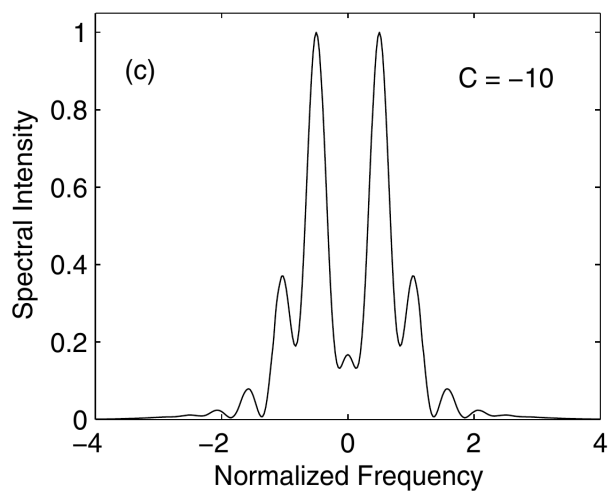
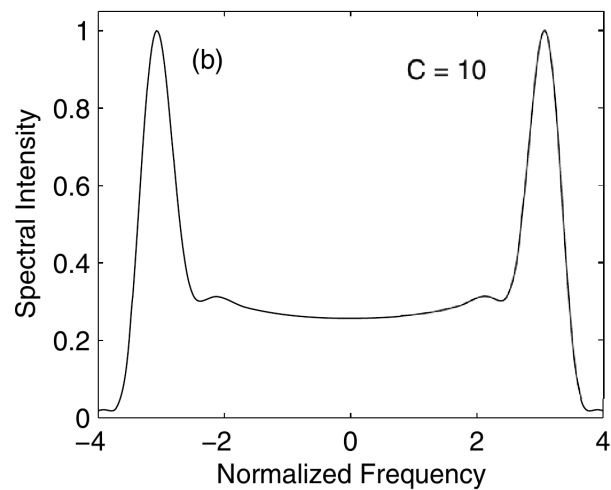
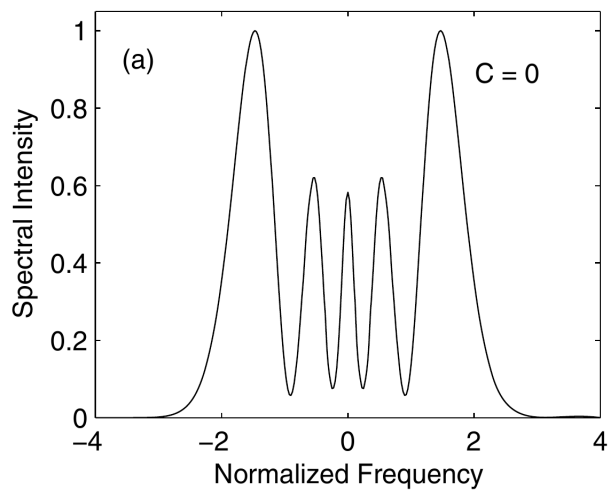
$$S(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} U(0, t) \exp[i \varphi_{NL}(z, t) + i(\omega - \omega_0)t] dt \right|^2 \quad [6]. \quad (34)$$

Integraali valemis 34 saab teatud juhtudel leida analüütiliselt, kui üldjuhul on otstarbekas kasutada numbrilist integreerimist.

Kui pulss on sagedusmodulatsiooniga juba fiibrisse sisenemisel, siis normeeritud väljatugevus saab kuju

$$U(0, t) = \exp\left(-\frac{1+iC}{2} \frac{t^2}{t_0^2}\right), \quad (35)$$

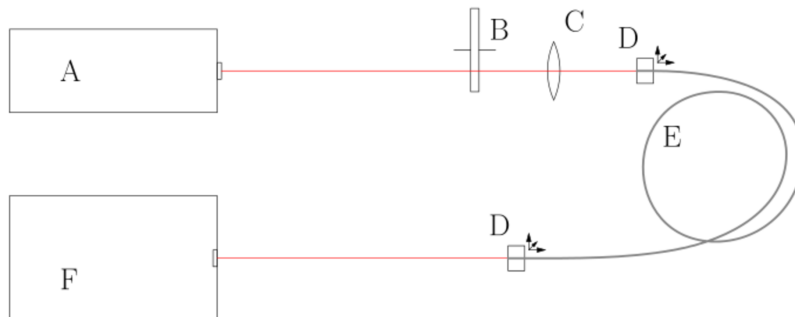
kus parameeter C (inglise keeles *chirp parameter*) määrab sagedusmodulatsiooni, sagedusmodulatsioonita pulsi korral $C=0$ [6]. Parameetrist C sõltub pulsi spektri muutus fiibris levides. Positiivsete C väärtuste korral toimub pulsi spektraalne laienemine, negatiivne C põhjustab pulsi kitsenemise. Võrdlus parameetri C mõjust valguspulsi kujule on näidatud joonisel 7. Tähelepanuväärne on asjaolu, et pulsi laienemise või kitsenemisega kaasneb amplituudi võnkumine kogu sagedusvahemikus.



Joonis 7. Võrdlus Gaussi valguspulsi spektri muutusest erinevate parameetri C väärtuste korral. Fiibri pikkus ja pulsi võimsuse amplituud on valitud nii, et suurim faasinihe oleks $\varphi_{max} = 4,5 \pi$. Spekter laieneb, kui $C > 0$ ning kitseneb, kui $C < 0$. Joonis on võetud allikast [6].

3 Eksperimendi kirjeldus

Eksperimendis kasutati impulsslaserit Spectra Physics Tsunami, spektromeetrit Andor Shamrock, mehaanilisi translaatoreid fiibri otste kinnitamiseks ja asukoha justeerimiseks ning läätse laserikiirguse fokuseerimiseks fiibri sisendavale. Kasutatav impulsslaser kiirgab lainepikkuse 800 nm ümbruses spektraallaiusega (FWHM) ligikaudu 10 nm, pulsside kestus on 80 fs kordussagedusega 82 MHz. Eksperimendi põhimõtteline skeem on toodud joonisel 8.



Joonis 8. Eksperimendi põhimõtteline skeem. Femtolaseri (A) kiir läbib pööratava nõrgendi (B) ning seejärel fokuseeritakse läätse (C) abil fiibri sisendavale. Nõrgendi pööramisega saab muuta fiibrisse siseneva valguse võimsust. Fiibri mõlemad otsad on kolmes sihis liigutatavad mehaaniliste translaatorite (D) abil. Fiibrist (E) väljuva valguse spekter mõõdetakse spektromeetriga (F).

Mõõtmisi sooritati kolme erineva väljundava läbimõõduga SNOM-otsikutega ühemoodiliste fiibritega Nanonics SM630. SNOM-fiibrite väljundava läbimõõdud olid 300, 200 ja 100 nm ning pikkused ligikaudu 2 m. Fiibrite koonilised otsad olid kaetud 20 nm paksuse kroomi ning 200 nm paksuse kullakihi [23]. Võrdlusmõõtmised sooritati sama tüüpi, kuid tunduvalt lühema SNOM-otsikuta ühemoodilise fiibriga. Kirjeldatud esimeses eksperimentide seerias fiibrite pikkusele ei ole erilist tähelepanu pööratud, kuna esialgsete oletuste järgi pidi põhiline panus spektri laienemisse tulema SNOM-otsikutest. Mõõdeti fiibrist väljuva valguse spekter erinevatel keskmistel sisendvõimsustel kuni 8 mW, võrdlusfiibri korral kuni 10 mW.

Laserikiire fokuseerimine fiibri sisendavale on kriitilise tähtsusega. Sellest sõltub, kas valgus levib põhimoodis ning kui suur osa laseri võimsusest tegelikult fiibrit läbib. Fiibri sisendava asukoht justeeriti mehaanilise translaatori abil, samal ajal fiibri väljundvõimsust mõõtes. Kui väljundvõimsus on maksimaalne ning väga tundlik sisendava asukoha muutusele, siis on fiibri sisendava asukoht

mõõtmisteks sobiv. Lisaks väljundvõimsuse mõõtmisele saab fiibri asendi sobilikkust ligikaudselt hinnata visuaalselt. Kui fiibri sisendava on optimaalses asukohas laserikiire suhtes, siis fiibri külgedelt lekib valgust minimaalselt. Kui fiibri sisendava on optimaalse asukoha lähedal, siis vastupidiselt eelnevaga satub suur osa valgusest fiibri südamiku asemel kattekihti ning lekib fiibrist välja. Kasutatavat 800 nm kiirgust inimsilm ei näe, kuid võib edukalt kasutada infrapunakiirgusel töötavat öövaatlusseadet nägemaks fiibri külgedelt lekkivat ning fiibri väljundit läbivat kiirgust.

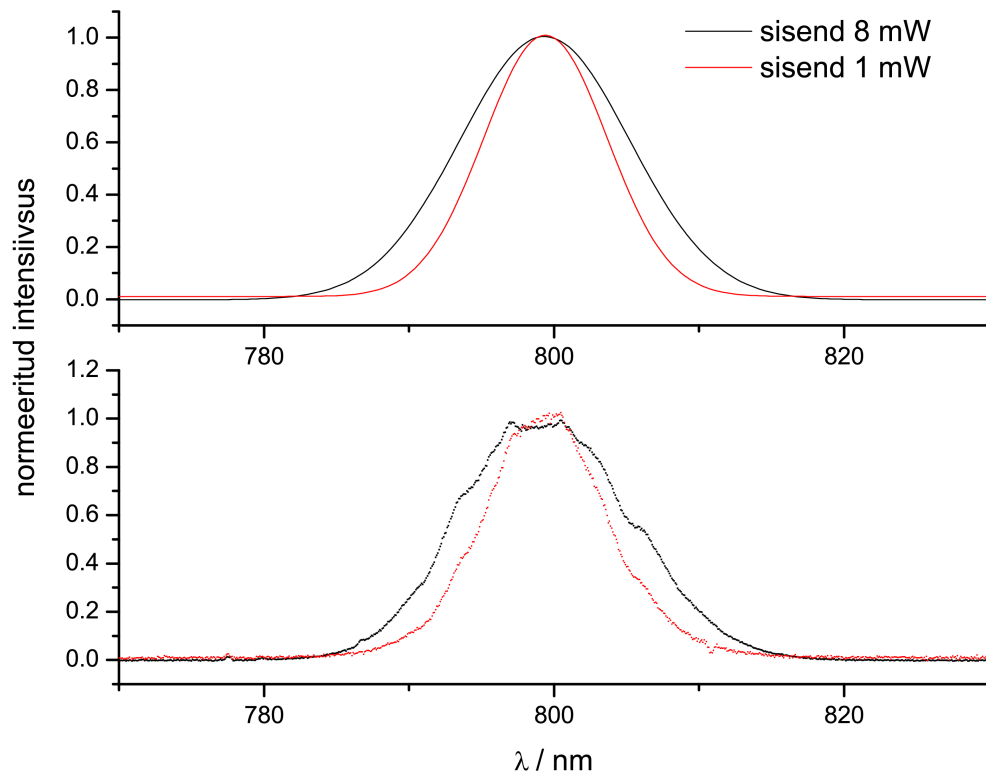
Fiibrist väljuva valguse spekter salvestati spektromeetriga Andor Shamrock ning mõõdetud spektreid lähendati Gaussi kõveraga

$$f(x) = y_0 + A \exp\left(-4 \ln(2) \left(\frac{x - x_c}{FWHM}\right)^2\right), \quad (36)$$

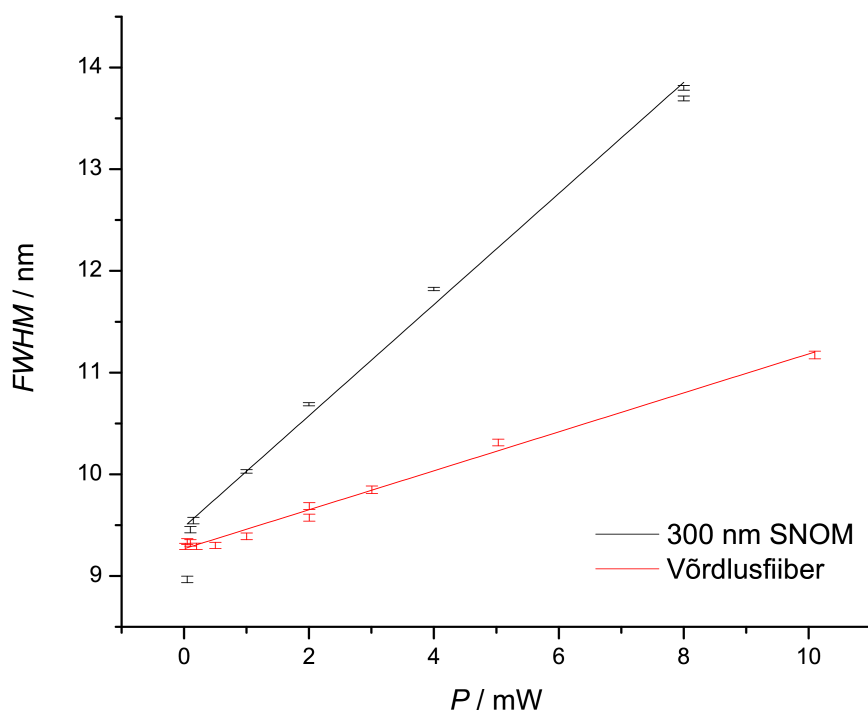
kus A on amplituud, y_0 on kõvera y -telje suunaline nihe nullist, x_c on keskväärtus ehk argumendi väärtus maksimumi asukohas ning $FWHM$ on laius poolel kõrgusel. Arvutati lähendusfunktsiooni laius poolel kõrgusel ($FWHM$) koos standardmääramatusega ning võrreldi spektraallaiusi erinevatel sisendvõimsustel ning erinevate fiibrite korral. Kahe erineva sisendvõimsuse jaoks mõõdetud ja lähendatud spektraalkõverad on näidatud joonisel 9.

4 Tulemused ja arutelu

Võrreldi fiibrist väljuva valguse spektri laiust poolel kõrgusel erinevate sisendvõimsuste ja fiibrite korral. Oodatava efektina spektraalne laienemine ilmnes 300 nm avaga fiibri korral ning oli küllaltki suur. Sisendvõimsuse 8 mW juures laienes laseri spekter 28 protsenti võrreldes ilma SNOM-otsikuta võrdlusfiibriga (vt joonis 10). Joonisel 9 on kujutatud kaks mõõdetud spektrit 300 nm avaga SNOM-fiibri jaoks. 200 ja 100 nm väljundava läbimõõduga SNOM-fiibrite korral spektraallaiuse sõltuvust võimsusest ei ilmnenud. Tõenäoliselt ei tabatud fiibri justeerimisel sisendi asukohta nii, et energia leviks põhimoodis, ning mõõdeti väljundis valgust, mis levis fiibri kattekihis. Seda kinnitab asjaolu, et väljundvõimsus ei olnud tundlik fiibri sisendi asukoha muutmisele. Fiibri sisend on sobivalt justeeritud, kui võimsus väljundis on maksimaalne ning väga tundlik sisendi asukoha muutusele.



Joonis 9. 300 nm avaga SNOM-fiibri väljundi spekter ning lähendusfunktsioonid kahel erineval sisendvõimsusel. Punane ja must tähistavad mõõdetpunkte (alumine graafik) ning lähendusfunktsioone (ülemine graafik) vastavalt 1 mW ja 8 mW sisendvõimsustel. Joonis näitab, et mittelineaarsusest tingitud spektraalne laienemine toimub koos valguskiirguse võimsuse suurendamisega.



Joonis 10. Spektraallaiuse (FWHM) sõltuvus fiibri sisendvõimsusest: mõõtepunktid, mis on lähendatud lineaarse sõltuvuse abil. Võrreldud on spektraalset laienemist 300 nm läbimõõduga SNOM-fiibri ning ilma SNOM-otsikuta võrdlusfiibri korral. Spektraalne laienemine toimub ka tavalises ilma SNOM-otsikuta optilises fiibris, mis viitab asjaolule, et ka fiibri pikkus võib mängida selles olulist rolli.

Joonis 10 kujutab täheldatud spektraallaiuse suurenemist sisendvõimsuse suurendamisel. Mõõtmisi on liiga vähe, et öelda, miks laienemine toimub, kuid on selge, et spekter laieneb ka fiibri jämedamas osas, mida näitab mõõtmine võrdlusfiibriga. Sellist laienemist võib põhjustada mittelineaarne SPM efekt ning siis peaks see sõltuma ka fiibri pikkusest.

Tähelepanuväärne on asjaolu, et spektraallaius pärast SNOM-otsikuta fiibri läbimist on suurem kui SNOM-fiibri ja 50 μm sisendvõimsuse korral. Lisaks SPM efektile fiibri jämedamas osas võib olla põhjuseks mõõtevigad; ei saa välistada ka võimalust, et väikestel võimsustel SNOM-otsik kitsendab spektrit. Põhjuse kindlaks tegemine nõuab kordusmõõtmisi. Üheks probleemseks kohaks võib olla kromaatilise dispersioonist põhjustatud laserpulsside pikenemine fiibris.

Kuna laser töötab impulsrežiimis, siis fiibrisse siseneva valguse hetkvõimsus pulsi ajal on oluliselt suurem kui keskmine võimsus. Teades pulsi kestust ning laseri kordussagedust võib hinnata ühe pulsi energiat. Eksperimendis kasutatava laseri pulsi kestus oli $\tau_0=80$ fs ning kordussagedus $f=82$ MHz . Kui eeldada, et pulsside vahel fooni ei ole (võimsus on null), siis keskmise võimsuse $P_k=8$ mW korral saame pulsi energiaks

$$E_{pulss} = \frac{P_k}{f} = \frac{8 \text{ mW}}{82 \text{ MHz}} = 98 \text{ pJ} \quad (37)$$

ning hetkvõimsuseks pulsi kestel

$$P = \frac{P_k}{f \tau_0} = \frac{8 \text{ mW}}{82 \text{ MHz} \cdot 80 \text{ fs}} = 1,2 \text{ kW} . \quad (38)$$

Valem 38 annab pulsi ligikaudse hetkvõimsuse fiibri sisendaval, kuid dispersiooni tõttu on maksimaalne hetkvõimsus fiibri väljundis, kus toimuvad uuritavad mittelineaarsed efektid, mõnevõrra väiksem. Rühmakiiruse dispersiooni saab arvutada valemist

$$GVD = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D , \quad (39)$$

kus λ on lainepikkus, c valguse kiirus vaakumis ning D aine dispersioon [24], ning *group delay dispersion* valemist

$$GDD = l \cdot GVD , \quad (40)$$

kus l on fiibri pikkus [24]. GVD kvartsklaasi jaoks lainepikkusel 800 nm on $GVD = 35 \frac{\text{fs}^2}{\text{mm}}$ [24].

Seega saame 2 m fiibri jaoks $GDD = 7 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2$ ning kui on teada pulsi algne kestus võib selle järgi arvutada pulsi kestuse pärast fiibri läbimist kasutades valemit

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(4 \ln(2) \frac{GDD}{\tau_0^2} \right)^2} , \quad (41)$$

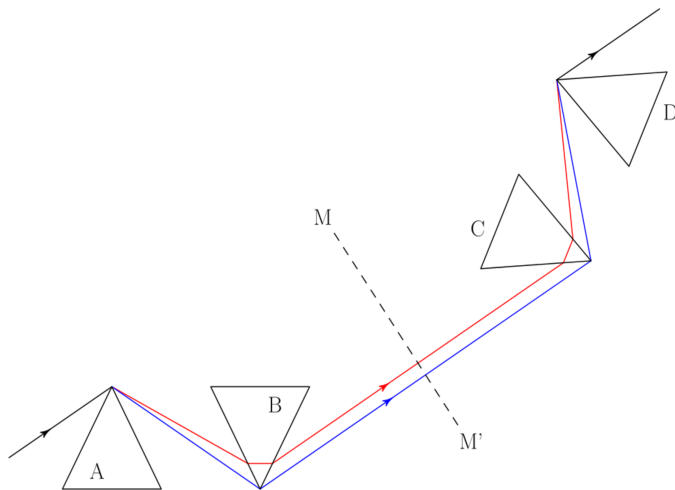
kus τ_0 on pulsi algne kestus [25]. Arvutus annab tulemuseks $\tau = 2,43 \text{ ps}$, mis on umbes 30 korda pikem kui algne pulss. Seega jääb maksimaalseks hetkvõimsuseks $\frac{\tau_0}{\tau} = 0,033$ algsest võimsusest.

Mittelineaarsete efektide avaldumine sõltub elektrivälja tugevusest. Seega võiks olla kasulik nende efektide uurimiseks SNOM-otsikus suurendada hetkvõimsust just fiibri väljundis. SNOM-fiibrid seavad piirangu neid läbiva valguse maksimaalsele keskmisele võimsusele. Kasutatud fiibrite tootja poolt on määratud maksimaalseks lubatud keskmiseks võimsuseks 15 mW. Selle ületamine võib kahjustada SNOM-otsikut. Seega, et saada suuremat hetkvõimsust tuleb vähendada kromaatilise dispersiooni mõju.

Lihtsaim võimalus kromaatilise dispersiooni mõju vähendamiseks, et saada suuremat hetkvõimsust SNOM-otsikus, on kasutada lühemaid fiibreid. Kasutatud 2 m pikkuste fiibrite korral väheneb pulsi maksimaalne hetkvõimsus hinnanguliselt kolme protsendini võrreldes esialgses (vt valemid 39 - 41).

Alternatiivina fiibri lühendamisele saab kasutada eelkompensaatorit, mis venitab pulsi pikaks vastupidises suunas, ning kromaatilise dispersiooni mõjul fiibris saavutab pulss oma esialgse kuju. Taolise eelkompensaatori võib konstrueerida prisma paaridest, nagu näidatud joonisel 11.

Lisaks kromaatilise dispersiooni vähendamisele võiks kaaluda mõõtmiste automatiseerimist, kuna fiibri asukoha justeerimine on väga aeganõudev. Selleks on vaja konstrueerida fiibri otsade liigutamiseks arvutiga juhitudavad translaatorid ning välja mõelda algoritm fiibri asukoha sobivuse hindamiseks läbiva valguse võimsuse järgi. Siis oleks võimalik ilma inimese sekkumiseta skaneerida üle erinevate fiibri otsade asukohtade ning valida sobivaim.



Joonis 11. Kromaatilise dispersiooni eelkompenseerimine prisma paaridega. Prisma B sisendtahk on paralleelne prisma A väljundtahuga. Kiired prismade B ja C vahel on risti sümmeetriatasandiga MM' . Valgus langeb prismadele ning väljub neist Brewsteri nurga all. Prismad on lõigatud nii, et kui valgus langeb prismale Brewsteri nurga all, siis on prisma kaldemiinimumi asendis. Sellise konfiguratsiooniga süsteem on negatiivse dispersiooniga [26].

5 Kokkuvõte

Töö eesmärk oli uurida spektraalset laienemist ühemoodilistes SNOM-otsikuga fiibrites ja eriti hüpoteetilist SNOM-otsiku panust. Valgusallikana kasutati impulsslaserit Spectra Physics Tsunami, mis kiirgab umbes 800 nm juures spektraallaiusega (FWHM) ligikaudu 10 nm ja ajalise kestusega 80 fs valguspulsse kordussagedusega 82 MHz. Fiibrit läbinud valguse spekter registreeriti spektromeetriga Andor Shamrock.

Kuigi registreeritud on valguse spektri laienemist 28% sisendvõimsuse 8 mW juures 300 nm valjundavaga fiibri korral, ei võimalda kirjeldatud eksperimendid üheselt seostada seda laienemist just SNOM otsikus toimuvate mittelineaarsete protsessidega. Spektraalne laius on tugevas sõltuvuses fiibrisse suunatud valguse võimsusest, kuid mõõtmisi on liiga vähe, et öelda, mis põhjustab spektri laienemise, ja ei ole selge, kas SNOM-otsik annab sellesse olulisema panuse, kui fiibri põhiosa. Kordusmõõtmisi on vaja ka selgitamaks spektri kitsenemist, mis ilmnes väikese võimsuse (50 μ W) korral. Tegemist on tõenäoliselt mõõteveaga, kuid ei saa välistada, et väikeste võimsuste korral valguse spekter kitseneb SNOM-otsikus.

Kuigi töö esialgne ülesanne jäi täitmata, võimaldavad saadud tulemused välja pakkuda täiustatud eksperimentaalmetoodika, mille abil oleks võimalik edasi liikuda SNOM otsikus mittelineaarsete protsesside uurimise suunas. Esiteks tuleb kasutada võrdse pikkusega fiibreid nii eri väljundlääbimõõduga SNOM-otsikutega kui ka ilma otsikuta võrdlusfiibri näol. See peaks võimaldama eri fiibritega saadud tulemuste otsest võrdlust. Samuti tuleb võtta tarvitusele meetmed takistamaks parasiitvalgusel, mis ei levi fiibrisüdamiku põhimoodis, sattuda spektromeetri sisendisse. Selleks võib kasutada musta pigmendiga elastset massi, nt nahavärvi, mis säilitab elastsuse ka peale kuivamist. Elastsus hoiaks ära fiibri liigse deformatsiooni või murdumise. Eksperimenti saab täiustada ka vähendades kromaatilise dispersiooni mõju fiibris, et saavutada suuremaid hetkvõimsusi fiibri väljundis. Seda on võimalik teha lühendades fiibrit või kasutades anomaalse dispersiooniga eelkompensaatorit. Lisaks sellele võiks kaaluda mõõtmiste osalist automatiseerimist, et vähendada tööaega, mis kulub fiibri justeerimisele ning erinevate võimsuste juures mõõtmisele.

Tänuavaldused

Tänan juhendajaid, kes andsid väärtuslikke õpetusi ning olid kannatliku ja toetava suhtumisega.

Samuti tänan Erko Jalvistet impulsslaseri kasutamise võimaldamise ning dispersiooni arvutuste (valemid 39 kuni 41) eest.

Viited

1. Newport Corporation, "Fiber Optic Basics," <http://www.newport.com/store/genContent.aspx/Tutorial-Fiber-Optic-Basics/978863/1033>.
2. A. Ghatak, K. Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics* (Cambridge University Press, 1997).
3. S. Forget, "Optical resonators and Gaussian beams," http://www.optique-ingenieur.org/en/courses/OPI_ang_M01_C03/co/Contenu_14.html.
4. C. M. DeCusatis, *Fiber Optic Essentials* (Academic Press, 2006).
5. D. Gloge, "Weakly Guiding Fibers," *Appl. Opt.* 10, 2252-2258 (1971).
6. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2007).
7. R. Paschotta, "An Open Access Encyclopedia for Photonics and Laser Technology: Intermodal Dispersion," http://www.rp-photonics.com/intermodal_dispersion.html.
8. B. Hecht et al, "Scanning near-field optical microscopy with aperture probes: Fundamentals and applications," *J. Chem. Phys.* 112, 7761-7774 (2000).
9. E. Abbe, "Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung," *Archiv für mikroskopische Anatomie* 9, 413-418 (1873).
10. Y. Oshikane et al, "Observation of nanostructure by scanning near-field optical microscope with small sphere probe," *Sci. Technol. Adv. Mater.* 8, 181-185 (2007).
11. A. Zayats, D. Richards, *Nano-Optics and Near-Field Optical Microscopy* (Artech House, 2009).
12. A. Harootunian et al, "Super-resolution fluorescence near-field scanning optical microscopy," *Appl. Phys. Lett.* 49, 674-676 (1986).
13. C. Mihalcea et al, "Multipurpose sensor tips for scanning near-field microscopy," *Appl. Phys. Lett.* 68, 3531-3533 (1996).
14. T. Kalkbrenner et al, "A single gold particle as a probe for apertureless scanning near-field optical microscopy," *Journal of Microscopy* 202, 72-76 (2000).
15. G. New, *Introduction to Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, 2011).
16. P. A. Franken et al, "Generation of Optical Harmonics," *Phys. Rev. Lett.* 7, 118-119 (1961).
17. P. D. Maker et al, "Effects of Dispersion and Focusing on the Production of Optical Harmonics," *Phys. Rev. Lett.* 8, 21-22 (1962).
18. B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, 2007).
19. S. P. Singh, N. Singh, "Nonlinear Effects in Optical Fibers: Origin, Management and Applications,"

Progress in Electromagnetics Research 73, 249-275 (2007).

20. L. Pálfalvi et al, "A general Z-scan theory," Applied Physics B 97, 679-685 (2009).

21. E. L. Buckland, R. W. Boyd, "Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers," Opt. Lett. 21, 1117-1119 (1996).

22. R. Paschotta, "An Open Access Encyclopedia for Photonics and Laser Technology: Kerr Effect," http://www.rp-photonics.com/kerr_effect.html.

23. Nanonics Imaging Ltd., "Fiber Probe - Optical Fiber NSOM Probes," <http://www.nanonics.co.il/products/spm-probes-and-nanotools/nsom-probes/fiber-probe-optical-fiber-nsom-probes.html>.

24. R. Paschotta, "An Open Access Encyclopedia for Photonics and Laser Technology: Group Velocity Dispersion," http://www.rp-photonics.com/group_velocity_dispersion.html.

25. R. Paschotta, "An Open Access Encyclopedia for Photonics and Laser Technology: Chromatic Dispersion," http://www.rp-photonics.com/chromatic_dispersion.html.

26. R. L. Fork et al, "Negative dispersion using pairs of prisms," Opt. Lett. 9, 150-152 (1984).

Light propagation in optical nanofibers

Rauno Padari

Summary

The objective of the work was to study spectral broadening in single-mode SNOM-tipped optical fibers, and especially the hypothetical contribution of SNOM tips. An ultrashort pulse laser Spectra Physics Tsunami was used as a light source. The laser generates pulses at 800 nm with spectral width (FWHM) of about 10 nm and temporal duration of 80 fs. The pulse repetition rate of the laser is 82 MHz. The light spectrum from a fiber output was recorded with an Andor Shamrock spectrometer.

Although spectral broadening of 28% was observed at 8 mW input power using the SNOM fiber with 300 nm aperture, it cannot be concluded that this broadening is caused by nonlinear processes in the SNOM tip. The spectral width depends strongly on the input power, but more data is needed to decide what is the cause of spectral broadening. It is not clear if the contribution of the SNOM tip is more significant than that of the fiber tail. Additional measurements are also required to explain spectral narrowing at low input power (50 μ W). It is probably a measuring error, but the possibility cannot be excluded that a SNOM tip has a narrowing effect on the spectrum at low powers.

Although the initial objective of the work was not accomplished, it is still possible to suggest improved techniques for studying nonlinear effects in SNOM tips. Most importantly, using fibers of equal length is required for direct comparison of outputs of different fibers. It is also important to prevent the light from radiation modes from getting into the spectrometer. This can be achieved using black elastic pigment, e.g. leather pigment, that maintains its elasticity after drying. Elasticity would prevent excessive deformation and breaking of the fiber. Reducing the impact of chromatic dispersion would be useful in order to increase the instantaneous power in a SNOM tip. This could be achieved by shortening the fibers or by using a precompensator with negative dispersion. In addition, partial automation of experiments could be used to reduce the time spent on fiber adjustment and on recording spectra with different input powers.

Lihtlitsents lõputöö reprodutseerimiseks ja lõputöö üldsusele kättesaadavaks tegemiseks

Mina, Rauno Padari,
(*autori nimi*)

1. annan Tartu Ülikoolile tasuta loa (lihtlitsentsi) enda loodud teose
„Valguse levik ühemoodilistes optilistes nanofiibrites“,
(*lõputöö pealkiri*)

mille juhendajad on Viktor Palm, Mihkel Rähn,
(*juhendajate nimed*)

- 1.1.reprodutseerimiseks säilitamise ja üldsusele kättesaadavaks tegemise eesmärgil, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace-is lisamise eesmärgil kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni;
- 1.2. üldsusele kättesaadavaks tegemiseks Tartu Ülikooli veebikeskkonna kaudu, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace'i kaudu kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni.
2. olen teadlik, et punktis 1 nimetatud õigused jäävad alles ka autorile.
3. kinnitan, et lihtlitsentsi andmisega ei rikuta teiste isikute intellektuaalomandi ega isikuandmete kaitse seadusest tulenevaid õigusi.

Tartus, **27.05.2014**